

90 Pfg.

Auslese der FUNKTECHNIK

Zeitschrift für das Gesamtgebiet der Elektronentechnik

Verantwortlich für den Inhalt: Prof. Dr.-Ing. F. Bergtold VDE, z. Zt. Kiel
Mitarbeiter: M. von Ardenne, Berlin . Prof. Dr. Benz, Wien . Dr. L. Brück, Berlin . Dr. F. Fuchs, München. J. Kammerloher, Berlin . Dr. O. Macek, München . Dr. H. Roosenstein, Berlin . Dr. W. Runge, Berlin . Dr. H. Schwarz, München . Dr. K. Steimel, Berlin . Obering. R. Urtel, Berlin . Prof. Dr. H. Wigge, Köthen u. a.

In diesem Heft vor allem:

Der Phasenschiebergenerator

Aus dem Inhalt:

In den folgenden Heften:

Aufgaben-Auslese; Hochfrequenztechnische Konstruktionen; Rechnen mit Wirk- und Blindwiderständen; Studium der Hochfrequenztechnik; Akustische Grundgleichungen; Offene Fragen der Empfängertechnik

Franckh'sche Verlagshandlung, Abt. Technik
Stuttgart-O, Pfizerstraße 5/7

Grundgrößen der Akustik

Von Dr. O. M a c e k, München

Die Akustik oder die Schallehre ist das Teilgebiet der Physik, das – besonders bei Berücksichtigung der technischen Anwendungen – am engsten der Elektrotechnik verwandt ist. Die Technik des Rundfunks, des Tonfilms und der Schallplatte, sowie die Ultraschalltechnik sind in gleicher Weise mit der Schallehre und der Elektrotechnik verknüpft. Es erscheint daher zweckmäßig, hier die wichtigsten Grundbegriffe und Beziehungen der Schallehre kurz darzulegen.

Schall, Schallwelle, Schallgeschwindigkeit

Als Schall bezeichnet man mechanische Vorgänge, die durch Schwingungen oder Erschütterungen bewirkt werden. Die schwingende oder ursprünglich erschütterte, mehr oder weniger ausgedehnte Stelle des Raumes heißt Schallquelle. Von ihr geht der Schall aus und pflanzt sich auf Grund der elastischen Eigenschaften der Stoffe nach allen Richtungen in Gestalt von „Wellen" fort. Als „Wellen" bezeichnet man in diesem Zusammenhang auch einmalige, rasch abklingende Stöße, z. B. Knallwellen bei Explosionen.

Die Schallgeschwindigkeit (Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schallwellen) hängt von den Eigenschaften des schallleitenden Stoffes sowie bei größerer Schallwellenstärke etwas auch von dieser, sowie von dem zeitlichen Verlauf der Welle ab. Für homogene, das heißt in jeder Richtung gleichartige Stoffe, ist die Schallgeschwindigkeit von der Fortpflanzungsrichtung unabhängig, aber von der Art des schalleitenden Stoffes abhängig. Beschränken wir uns auf Schallschwingungen von geringen Ausweichungen (Amplituden), so ist die Schallgeschwindigkeit von der Art der Schwingung (Amplitude, Kurvenform) unabhängig.

Frequenzbereich

Der eigentliche Schall umfaßt die Frequenzen des Hörbereiches (etwa 20 Hz bis ungefähr 20 000 Hz). Doch gehören zur Akustik als Infraschall auch die unter 20 Hz liegenden Frequenzen (Erdbebenwellen, Gebäudeschwingungen, Maschinenschwingungen) sowie die über 20 000 Hz liegenden Frequenzen, die man als „Ultraschall" bezeichnet (z. B. der Ultraschall, der von Eigenschwingungen der Kristallstäbe und Kristallplatten herrührt).

Normalton, Normalfrequenz

Als Normalton gilt der „Kammerton" a. Dieser war früher mit 435 Hz festgesetzt. Neuerdings wurde er auf 440 Hz geändert, da in der Praxis alle Instrumente ungefähr in dieser Frequenz gestimmt sind.

Für akustische Messungen gelten als Normalfrequenzen 800 Hz und neuerdings vorzugsweise 1000 Hz.

Wellenarten

In Gasen und in idealen Flüssigkeiten kann sich Schall nur in Form von Längswellen (Longitudinalwellen) ausbreiten. Die Bewegung der Masseteilchen erfolgt hier in der Richtung der Schallausbreitung. In festen Körpern können außerdem noch Querwellen (Transversalwellen) auftreten. In Stäben eines festen Stoffes, die von einem Gas oder einer Flüssigkeit umgeben sind, können als besondere Wellenformen noch Biegungswellen und Drillungswellen entstehen. Die zwei letzten Wellenformen sind das Ergebnis des Zusammenwirkens von Längs- und Querschwingungen.

Ton, Klang, Geräusch

Schall mit zeitlich sinusförmigem Verlauf bezeichnet man als „Ton", Schall, der neben der Grundwelle noch Oberwellen enthält, als „Klang". Klang ist somit ein Gemisch von Tönen, deren Frequenzen untereinander in einfachen, ganzzahligen Verhältnissen stehen, wobei die Frequenz des Grundtones der größte gemeinsame Teiler der Frequenzen aller Obertöne ist. Gemische von zahlreichen Tönen, deren Frequenzen in keinem einfachen Verhält-

nis zueinander stehen, nennt man „Geräusche“.

Frequenzspektrum

Klänge und Geräusche sind durch ihre „Frequenzspektren“ hinreichend gekennzeichnet. Unter Frequenzspektrum versteht man die zeichnerische Darstellung des Gesamtwertes aller in einem Klang oder Geräusch enthaltenen Teilschwingungen abhängig von der Frequenz. Auf die gegenseitige Phasenlage der Einzelschwingungen braucht keine Rücksicht genommen zu werden, da das Ohr nicht imstande ist, Phasenunterschiede festzustellen. (Erst beim „räumlichen Hören“ spielen Phasenunterschiede zwischen den von beiden Ohren aufgenommenen Schallwellen eine Rolle.)

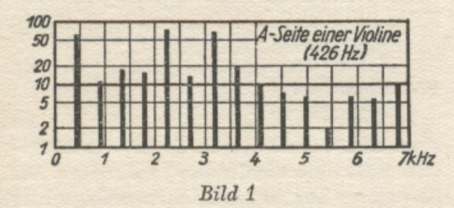


Bild 1

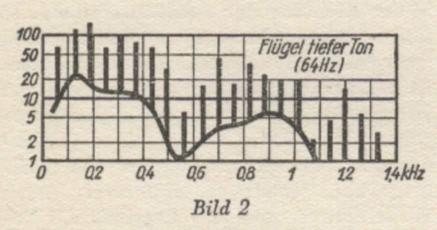


Bild 2

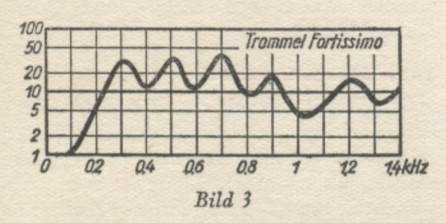


Bild 3

Klänge ergeben Linienspektren (Bild 1, Klangspektrum der a-Saite einer Geige), Geräusche Bandspektren (Bild 2, tiefer Ton eines Flügels) und volle (kontinuierliche) Spektren (Bild 3, Trommelwirbel).

Schallfeldgrößen

Das „Schallfeld“ ist der von Schall erfüllte Raum. Der Zustand des Schallfeldes wird beschrieben durch die „Schallfeldgrößen“: Schalldruck, Schallausschlag, Schallschnelle, Verdichtung, Schalleistungsdichte oder Schallstärke, Schalleistung, sowie in bezug auf das Medium durch Schalldichte, Schallwellenwiderstand und Schallhärte.

Andere Größen bestimmen die Schallausbreitung, wie Schallgeschwindigkeit, Schallschwächung (Absorption).

Schalldruck, Schallausschlag und Schallschnelle sind Wechselgrößen, die bei zeitlich sinusförmigem Wellenverlauf ebenfalls sinusförmig verlaufen.

Bezeichnen wir allgemein mit

H_{max} den Höchstwert
H_t den Augenblickswert
H den wirksamen Wert (Effektivwert)
ω die Kreisfrequenz ($2\pi \times$ Frequenz)
t die Zeit,

so gilt, wie z. B. auch für die elektrischen und magnetischen Wechselgrößen:

$$H_t = H_{max} \cdot \sin \omega t$$

$$H = H_{max} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} = 0{,}707\, H_{max}.$$

Im folgenden sollen die wichtigsten Größen des Schallfeldes und der Schallausbreitung erklärt werden. Über ihre Zusammenhänge untereinander und mit den Kennwerten der schalleitenden Stoffe wird ein weiterer Aufsatz berichten.

Schalldruck

Spricht man vom Schalldruck, so meint man damit fast stets den Schallwechseldruck, der als wechselnder Über- und Unterdruck dem an der betreffenden Raumstelle gerade herrschenden gleichbleibenden Druck (z. B. Atmosphärendruck) überlagert ist. Man gibt meist den wirksamen Wert p des Schallwechseldruckes an und zwar in Mikrobar (μbar) (1 Mikrobar = 10^{-6} at = 0,981 dyn/cm²).

In Gasen ist ein großer Schallwechseldruck noch begleitet von einem schwachen

gleichbleibenden Druck, der in Richtung der Schallfortpflanzung auftritt. Dieser gleichbleibende Druck, der zum Unterschied gegen den Schallwechseldruck auch Schallstrahlungsdruck genannt wird, folgt daraus, daß der Überdruck beliebig hoch werden kann, während der Unterdruck nicht unter Null herunterzugehen vermag.

Schallausschlag

Der jeweilige Schallausschlag $\mathfrak{A}_t$ ist der Augenblickswert der Auslenkung eines sich hin und her bewegenden Teilchens aus der Ruhelage. Der Schallausschlag liegt bei Längswellen in der Fortpflanzungsrichtung des Schalles, bei Querwellen senkrecht dazu. Der Höchstwert $\mathfrak{A}_{max}$ des Schallausschlages wird auch Schwingungsweite oder Amplitude genannt. Man gibt wie vom Schalldruck auch vom Schallausschlag meist den wirksamen Wert an.

Schallschnelle

Unter der jeweiligen Schallschnelle $\mathfrak{v}_t$ versteht man den Augenblickswert der Wechselgeschwindigkeit eines Stoffteilchens. Die Schallschnelle ist also die Geschwindigkeit, mit der sich die Stoffteilchen tatsächlich bewegen. Bei Längswellen hat die Schallschnelle die Richtung der Schallausbreitung. Bei Querwellen steht sie senkrecht dazu. Die Schallschnelle darf nicht mit der Schallgeschwindigkeit, d. h. mit der Geschwindigkeit der Schallwellen verwechselt werden.

Verdichtung

Die „Verdichtung“ s ist der Augenblickswert der auf die Raumeinheit bezogenen Dichteänderung eines sehr kleinen Raumes im Schallfeld. Wenn also ein Rauminhalt V durch eine Kraftwirkung um dV verkleinert wird, ist die Verdichtung gegeben durch $s = -\frac{dV}{V}$.

Schalleistungsdichte, Schallstärke oder Schallintensität

Die Schalleistungsdichte J ist der zeitliche Mittelwert der Schalleistung, die in einer Sekunde durch eine Fläche von 1 cm² durchtritt, die senkrecht zur Richtung der Schallgeschwindigkeit steht. Für J ist die Bezeichnung „Schalleistungsdichte“ somit besser angebracht als die alten Bezeichnungen „Schallstärke“ oder „Schallintensität“. J wird meist in Mikrowatt/cm² angegeben.

Schalleistung

Die Schalleistung N einer Schallquelle ist die gesamte von ihr abgegebene Schallleistung oder, was dasselbe bedeutet, die gesamte je Zeiteinheit von ihr als Schall abgegebene Arbeit. Die Schalleistung folgt rechnerisch daraus, daß man die Schallleistungsdichte J über eine die Schallquelle ganz umschließende Fläche integriert (Satz von Gauß).

$$N = \oint J_F \, dF \text{ [z. B. in Mikrowatt.]}$$

Schalldichte

Die Schalldichte D, die nicht mit der Schalleistungsdichte verwechselt werden darf, ist der zeitliche Mittelwert des in einem Schallfeld je Kubikzentimeter vorhandenen Arbeitsinhaltes. Sie wird meist in Mikrowattsekunden/cm³ gemessen.

Schallwellenwiderstand

Der Schallwellenwiderstand oder Schallwiderstand, wie man ihn auch nennt, ist ein Wechselwiderstand.

Wenn in einem Stoff ein Schallwechseldruck auftritt, folgt daraus eine Bewegung der Teilchen in Richtung des Schallwechseldruckes. Die Wechselgeschwindigkeit, mit der diese Bewegung erfolgt, ist dem wirkenden Schallwechseldruck verhältnisgleich: Je größer der Druck, desto höher ist die Geschwindigkeit der Teilchen, d. h. die Schallschnelle. Der Verhältniswert hängt natürlich von den Eigenschaften des Stoffes ab. Es gibt Stoffe, in denen die Teilchen auch bei nur geringen Schallwechseldrucken große Wechselgeschwindigkeiten annehmen. Bei anderen Stoffen findet man zu großem Schallwechseldruck nur geringe Schallschnelle.

Ein Stoff, der auf große Drucke mit kleinen Verschiebungsgeschwindigkeiten antwortet, hat einen großen Schallwellenwiderstand. Umgekehrt hat ein Stoff, in dem schon bei kleinen Schalldrucken große Verschiebungsgeschwindigkeiten der Teilchen auftreten, einen kleinen Schallwellenwiderstand.

Wie der spezifische Widerstand eines elektrischen Leiters mit dem Spannungsgefälle und der Stromdichte so zusammenhängt:

$$\frac{\text{Spannungsgefälle}}{\text{Stromdichte}} = \text{spezifischer Widerstand},$$

besteht zwischen Schallwellenwiderstand, Schalldruck und Schallschnelle folgende Beziehung

$$\frac{\text{Schalldruck}}{\text{Schallschnelle}} = \text{Schallwellenwiderstand}$$

oder in Buchstaben:

$$\frac{\mathfrak{p}}{\mathfrak{v}} = \mathfrak{z}.$$

Den Kehrwert des Schallwellenwiderstandes $\mathfrak{z}$ bezeichnet man – entsprechend der Bezeichnung der Elektrotechnik – als Schalleitwert.

Die Größe $\mathfrak{z}$ ist im allgemeinen komplex. Die Phase des Schallwellenwiderstandes ist gleich der Phasendifferenz φ zwischen Schalldruck und Schallschnelle:

$$\mathfrak{z} = \frac{\mathfrak{p}}{\mathfrak{v}} = e^{j\varphi} \quad \text{oder}$$

$$\mathfrak{z} = z_1 + jz_2,$$

worin z_1 den Wirkanteil und z_2 den Blindanteil des Schallwellenwiderstandes darstellen.

Für ebene fortschreitende Wellen hat der Schallwellenwiderstand – wie später gezeigt wird – keinen Blindanteil. Außerdem ist er hierfür gleich dem Produkt aus der Schall-(fortpflanzungs-)geschwindigkeit c und der Dichte ϱ des betreffenden Schalleiters ($z = c \cdot \varrho$).

Für Luft und ebene Wellen beträgt der Schallwellenwiderstand 41,5 g/cm²sec (bei Normaldruck und 20° C), für Wasser 146 100 g/cm²sec.

Schallhärte

Die Schallhärte $\mathfrak{h}$ eines Stoffes ist festgelegt durch das im allgemeinen komplexe Verhältnis des Schalldruckes zum Schallausschlag. Für ebene (Sinus-)wellen gilt wegen der Beziehung $v = a \cdot \omega$ folgender Zusammenhang streng:

$$h = \frac{p}{a} = \varrho \cdot c \cdot \omega = z \cdot \omega.$$

Hierin sind: ϱ die Dichte, c die Schallgeschwindigkeit und ω die Kreisfrequenz. Das Maß der Schallhärte ist im CGS-System $cm^{-2}\, g\, sec^{-2}$.

Die Schallhärte ist unter sonst gleichen Umständen der Frequenz verhältnisgleich. Es hat also keinen Sinn, schlechthin von der Schallhärte eines Stoffes zu sprechen, sondern es muß stets die dazu in Betracht gezogene Frequenz mit angegeben werden.

Bei 1000 Hz beträgt die Schallhärte von Wasser rund $9 \cdot 10^8$ bar/cm oder 900 Atm/cm und von Luft $2{,}8 \cdot 10^5$ bar/cm oder 0,28 Atm/cm.

Schalldämpfung

Die Schalldämpfung eines Stoffes ist für die Schallausbreitung wichtig. Sie ist gegeben durch den Schalldämpfungsbeiwert (Schallabsorptionskoeffizient) b. Dessen Bedeutung folgt aus der Dämpfungsformel für ebene fortschreitende Wellen:

$$J_1 = J_0 \cdot e^{-b\,x}.$$

Hierin ist $e = 2{,}718\,28..$ die Basis des natürlichen Logarithmensystems, J_0 die Schalleistungsdichte an einer Stelle $x = 0$ und J_1 die Schalleistungsdichte in der Entfernung x davon, wobei x die Richtung der Schallgeschwindigkeit hat. Für den Fall $x = \frac{1}{b}$ gilt $J_1 = J_0 \cdot e^{-1} = \frac{J_0}{e}$.

Den Kehrwert von b gibt also die Strecke an, nach der die Schalleistungsdichte auf den 2,718ten Teil sinkt. Für die Schalldichte gilt die entsprechende Beziehung:

$$D_1 = D_0 \cdot e^{-b\,x}.$$

Die durch Dämpfung verlorengegangene Schalleistung erwärmt den Stoff.

Der Phasenschiebergenerator

Von Dr. L. B r ü c k, Berlin

Ein Phasenschiebergenerator ist ein Gerät, das ohne abgestimmte Kreise sinusförmige Schwingungen erzeugt. Die notwendige Phasendrehung der rückgekoppelten Spannung erfolgt über eine Kette aus Widerständen und Kondensatoren. Diese Kette bezeichnet man hier als Phasenschieber.

Schwingungseinsatz

Zunächst soll kurz gezeigt werden, welche Bedingungen erfüllt sein müssen, damit ein Einröhrenverstärker Schwingungen erzeugen kann. Hat der Einröhrenverstärker die Verstärkung V, so entsteht bei einer Gitterwechselspannung U_g am Ausgang die Wechselspannung $U_a = V \cdot U_g$. Diese Ausgangswechselspannung ist, falls der Anodenwiderstand durch einen reinen Wirkwiderstand dargestellt wird, gegen die Gitterwechselspannung um 180° phasenverschoben.

Aus dem Verstärker macht man einen Schwingungserzeuger, indem man von der Ausgangswechselspannung U_a den Bruchteil a vom Betrage U_g abgreift ($a\,U_a = U_g$) und ihn nach 180° Phasendrehung auf das Gitter der Röhre zurückführt. Hierbei erzeugt die Schaltung die von ihr für die Ausgangswechselspannung U_a benötigte Gitterwechselspannung U_g selbst.

Aus den beiden erwähnten Beziehungen: $U_a = V \cdot U_g$ und $U_g = a \cdot U_a$ folgt die bekannte Rückkopplungsgleichung:

$$a \cdot V = 1, \qquad (1)$$

die die rechnerische Grundlage für jeden Schwingungserzeuger bildet. Kennzeichnend für die verschiedenen Schwingungserzeuger ist die Art der Phasenwendung und der Spannungsunterteilung.

Phasenwendung

Das einfachste Mittel zur Phasenwendung ist der Übertrager. Will man keinen Übertrager verwenden, so kann man die Phasenwendung auch mit einer zweiten Röhre vornehmen. Beide Mittel gestatten die Phasendrehung um 180° in einer Stufe. Man kann aber auch die Drehung um 180° in mehreren hintereinander angeordneten Gliedern durchführen, wobei jedes Einzelglied die Phase um weniger als 180° zu drehen braucht.

Ein Spannungsteiler aus einem Widerstand und einem Kondensator dreht die Spannung um höchstens 90°. Durch geeignetes Hintereinanderschalten zweier derartiger Spannungsteiler ließen sich demgemäß Phasendrehungen bis zu 180° erzielen. Da die 180° für eine zweigliedrige Kette jedoch nur den äußersten Grenzfall darstellen, wird man für 180° Phasendrehung besser drei solche Glieder verwenden.

Im Phasenschiebergenerator wird die Phase mit einer Kondensator-Widerstands-Kette nach und nach „herumgeschoben", woraus die Bezeichnung „Phasenschiebergenerator" entstanden ist.

Spannungsunterteilung

Die Spannungsunterteilung ist insofern wichtig, weil von ihr der zeitliche Schwingungsverlauf abhängt. Für hinreichend sinusförmige Schwingungen darf man von der Ausgangsspannung nur soviel abgreifen, daß eben die Schwingungen einsetzen.

Kondensator-Widerstands-Kette

Solche Ketten kann man zur Spannungswendung und Spannungsteilung – den Bildern 1 und 2 gemäß – auf zweierlei Weise aufbauen.

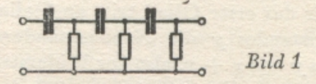


Bild 1

Die Berechnung einer dreigliedrigen Kondensator-Widerstands-Kette erfordert zwar keinen großen mathematischen Aufwand. Doch gründet sie sich auf lange und unübersichtliche Gleichungen. Das kommt daher, daß jeweils das folgende Glied der

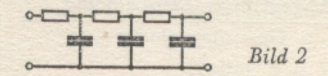


Bild 2

Kette das vorhergehende Glied belastet und so auf dieses zurückwirkt. Wäre zwischen den einzelnen Gliedern keine Rückwirkung vorhanden, so erhielte man für die Kette eine einfache Gleichung.

Vereinfachung für die Berechnung

Geben wir einem Glied gegenüber dem ihm vorangehenden Glied z. B. die zehnfachen Widerstandswerte, so können wir in erster Näherung die Rückwirkung vernachlässigen.

Wenn wir also das letzte der drei Glieder mit hohen Widerstandswerten ausführen, zerfällt die dreigliedrige Kette für die Berechnung in eine zweigliedrige Kette und einen einfachen Spannungsteiler.

Wir legen der Rechnung nun das Schaltbild 3 zugrunde und bemessen außerdem die beiden ersten Glieder gleich. Damit erhalten wir für die Spannungsteilung folgende Beziehung:

$$a = \frac{1}{\left(\frac{x}{y}+1\right)^2 + \frac{x}{y}} \cdot \frac{1}{\frac{x_1}{y_1}+1}. \qquad (2)$$

Diese Beziehung kann man folgendermaßen ableiten: Die Spannung verteilt sich im zweiten Glied x, y und auch im Glied x_1, y_1 so:

$$\frac{\text{Abgegriffene Teilspannung}}{\text{Gesamtspannung}} = \frac{y}{x+y} = \frac{1}{1+\frac{x}{y}}.$$

Für das erste Glied tritt an Stelle des Widerstandes y die Nebeneinanderschaltung aus y und $x + y$, also der Widerstand:

$$\frac{y\,(x+y)}{x+2\,y}.$$

Damit wird für das erste Glied:

$$\frac{\text{Abgegriffene Teilspannung}}{\text{Gesamtspannung}} = \frac{\frac{y\,(x+y)}{x+2\,y}}{x+\frac{y\,(x+y)}{(x+2\,y)}} = \frac{1}{\frac{x\,(x+2\,y)}{y\,(x+y)}+1} =$$

$$= \frac{1}{\frac{(x+y)^2+x\,y}{x\cdot y+y^2}} = \frac{1}{\frac{\left(\frac{x}{y}+1\right)^2+\frac{x}{y}}{\frac{x}{y}+1}}.$$

Für die beiden x, y Glieder zusammen gilt:

$$\frac{\text{Abgegriffene Teilspannung}}{\text{Gesamtspannung}} = \frac{1}{\frac{\left(\frac{x}{y}+1\right)^2+\frac{x}{y}}{\frac{x}{y}+1}\cdot\left(\frac{x}{y}+1\right)} =$$

$$= \frac{1}{\left(\frac{x}{y}+1\right)^2+\frac{x}{y}}.$$

Bild 3

Schaltung

Die gewonnenen Erkenntnisse sollen nun auf eine einfache Schaltung angewendet werden. Wir nehmen eine EF 12 und verbinden ihre Anode über eine Kette gemäß Bild 2 mit dem Gitter. Die Kette in Bild 2 hat gegenüber der in Bild 1 den Vorteil, daß sie noch die schwach auftretenden Oberwellen heraussiebt. Die Siebung läßt sich für die Ausgangswechselspannung ausnützen, wenn man diese am Ende der Kette, also am Gitter, abnimmt (Bild 4). Zur Berechnung gehen wir von der Ersatzschaltung aus (Bild 5).

Vereinfachungen

Der Kopplungskondensator C_k hat für die Schwingfrequenz einen wesentlich kleineren Widerstand als der Widerstand R. Daher kann man C_k streichen.

R_q ist wesentlich größer als R. Folglich darf man R_q ebenfalls streichen.

Ferner ist R_i wesentlich größer als R, so daß man zwischen den Punkten P und P' mit einer festen Einströmung $-S \cdot U_g$ rechnen kann. Diese Einströmung wirkt in Ver-

bindung mit R zwischen P und P' für die angeschlossenen Schaltelemente ebenso wie eine Stromquelle mit der EMK $-R \cdot S \cdot U_g$ und dem Innenwiderstand R.

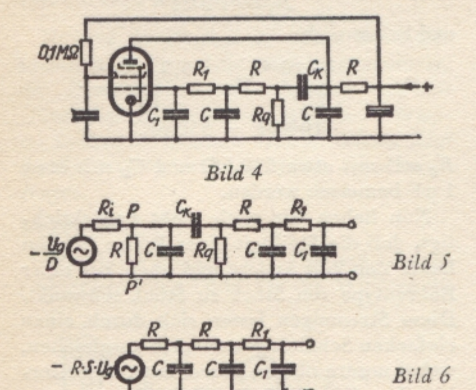


Bild 4

Bild 5

Bild 6

Mit diesen Überlegungen erhalten wir das vereinfachte Ersatzschaltbild 6. Damit ist die Schaltung von Bild 4 auf die Kette von Bild 2 zurückgeführt und läßt sich nun mit der Gleichung (2) berechnen. Die EMK $-R \cdot S \cdot U_g$ berücksichtigt die Verstärkung, so daß die gesamte Schaltung von Bild 6 sofort das Produkt $\alpha \cdot V$ liefert.

Bemessung der Schaltung

In Gleichung 2 ist für $\frac{x}{y}$ der Wert $j \cdot \omega \cdot C \cdot R$ einzusetzen:

$$\alpha = \frac{1}{(1 + j \cdot \omega \cdot C \cdot R)^2 + j \cdot \omega \cdot C \cdot R} \cdot \frac{1}{1 + j \cdot \omega \cdot C_1 \cdot R_1}. \qquad (3)$$

Bei einer C-R-Schaltung rechnet man oft mit deren Zeitkonstante $\tau = C \cdot R$. Wenn man das hier auch tut, werden die Gleichungen noch einfacher:

$$\alpha = \frac{1}{(1 + j\,\omega\,\tau)^2 + j\,\omega\,\tau} \cdot \frac{1}{1 + j\,\omega\,\tau_1} \qquad (4)$$

$$\text{oder: } \alpha = \frac{1}{1 - \omega^2\tau^2 - 3\,\omega^2\,\tau\tau_1 + j\,(\omega\,\tau_1 + 3\,\omega\,\tau - \omega^3\,\tau^2\,\tau_1)}. \qquad (4a)$$

$-S \cdot R$ ist die Verstärkung V. Demgemäß kann man setzen:

$$\alpha \cdot V = -\alpha \cdot S \cdot R.$$

Nach Gleichung 1 muß $\alpha \cdot V = 1$ sein. Damit wird auch:

$$-\alpha \cdot S \cdot R = 1 \quad \text{oder} \quad \alpha = \frac{-1}{S \cdot R}. \qquad (1a)$$

Zunächst wollen wir den Faktor $S \cdot R$, der keine Phasenschiebung verursacht, außer acht lassen und uns nur mit α befassen.

Für die richtige Phasenlage muß das imaginäre Glied im Nenner null sein. Wir setzen es also gleich 0 und berechnen daraus die zugehörige Kreisfrequenz ω_0, die dann die Kreisfrequenz der sich erregenden Schwingung sein muß.

$$\omega_0\,\tau_1 + 3\,\omega_0\,\tau - \omega_0^3\,\tau^2\,\tau_1 = 0$$

$$\omega_0^2 = \frac{3\,\tau + \tau_1}{\tau^2\,\tau_1}. \qquad (5)$$

Diesen Wert für ω_0 setzen wir in den Wirkanteil des Nenners ein und erhalten als Spannungsteilerverhältnis für die erregte Schwingung

$$\alpha_0 = \frac{-1}{3\left(\frac{\tau}{\tau_1} + \frac{3\,\tau + \tau_1}{\tau}\right)}. \qquad (6)$$

Das negative Vorzeichen auf der rechten Seite der Gleichung besagt, daß die Kette die Phase der Spannung um 180° dreht.

Wichtig ist, daß für die Frequenz und die Aufteilung der Spannung nur die Zeitkonstanten maßgebend sind, nicht aber die eigentlichen Widerstandswerte. Für die Frequenz ist es also gleichgültig, ob die Teiler hoch- oder niederohmig aufgebaut werden.

ω_0 wird jetzt in die Selbsterregungsgleichung (1a) eingeführt. Hiermit muß die Beziehung erfüllt sein:

$$3\left(\frac{\tau}{\tau_1} + \frac{3\,\tau + \tau_1}{\tau}\right) = S \cdot R. \qquad (7)$$

Dabei ist zu berücksichtigen, daß R auch noch auf der linken Seite in τ enthalten ist. Man muß jetzt für τ wieder $C \cdot R$ einführen und könnte dann bei gegebenem C, S und τ_1 den Widerstand R berechnen.

Wir wollen uns jedoch die Berechnung von R noch leichter machen, indem wir die Gleichung (7) weiter vereinfachen. Dazu werden die beiden Zeitkonstanten gleich

groß gewählt: $\tau = \tau_1$. Das gibt mit Gleichung (5):

$$\omega_0 = \frac{2}{\tau} \quad \text{und} \quad f_0 = \frac{1}{\pi\,\tau} \qquad (8)$$

sowie mit Gleichung (6) bzw. zusätzlich Gleichung (1a):

$$a_0 = \frac{-1}{15} \quad \text{und} \qquad (9)$$

$$S \cdot R = 15. \qquad (10)$$

$S \cdot R$ ist nun nicht mehr abhängig von τ. Es ist konstant, während sich die Frequenz f mit $\frac{1}{\tau}$ ändert. Dieses interessante Ergebnis besagt, daß man die Frequenz des Generators ändern kann, ohne daß damit zugleich die Aussteuerung der Röhre geändert wird. Das ist ein Vorteil des Phasenschiebergenerators gegenüber einem Generator mit Übertrager.

Bei einem Generator mit Übertrager ist eine der beiden Übertragerwicklungen (Induktivität L) mit einer Kapazität C zu einem Schwingkreis vereinigt. Sein Resonanzwiderstand ist

$$R_p = \frac{L}{C \cdot R_L},$$

wenn R_L den Widerstand der Wicklung bedeutet, deren Induktivität wir mit L bezeichnet haben. Da ferner

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L \cdot C}$$

und die Verstärkung für eine Fünfpolröhre R_p verhältnisgleich ist, ändert sich die Aussteuerung der Röhre beim Ändern der Frequenz.

Kehren wir nun zur Schaltungsbemessung zurück. Um einen weichen Schwingungseinsatz zu erhalten, legen wir den Arbeitspunkt der Röhre auf die größte Steilheit ihrer Arbeitskennlinie. Die Steilheit betrage hier 2 mA/V. Damit wird:

$$R = \frac{15}{2} \cdot 10^{-3} = 7{,}5 \cdot 10^3\ \Omega.$$

Für $f_0 = 600$ Hz erhalten wir:

$$\tau = \frac{1}{\pi \cdot 600} = 5{,}3 \cdot 10^{-4}\ \text{sec}$$

und aus den Werten für R und τ:

$$C = \frac{5{,}3 \cdot 10^{-4}}{7{,}5 \cdot 10^3} = 7{,}1 \cdot 10^{-8}\ \text{F} = 7{,}1 \cdot 10^4\ \text{pF}.$$

Für den dritten Teiler wählen wir

$$R_1 = 1\ \text{M}\Omega$$

und bekommen:

$$C_1 = \frac{5{,}3 \cdot 10^{-4}}{10^6}\ \text{F} = \frac{5{,}3 \cdot 10^{-4}}{10^6} \cdot 10^{12}\ \text{pF} = 530\ \text{pF}.$$

R_g soll mit etwa 500 kΩ und C_k mit etwa 1 μF bemessen werden.

Nun haben wir noch nicht berücksichtigt, daß die Steilheit einer Röhre sich im Laufe der Zeit ändert und auch bei einer Röhrentype von Stück zu Stück schwankt. Diese Streuungen lassen sich durch einen einfachen Schaltungskunstgriff ausgleichen, wobei unsere obigen Berechnungen weiterhin ihre Gültigkeit behalten.

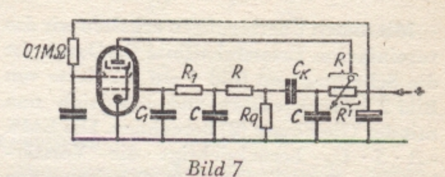


Bild 7

In den Anodenkreis der EF12 wird gemäß Bild 7 ein regelbarer Spannungsteiler vom Gesamtwiderstand R gelegt. In dem Ersatzschaltbild 6 ändert sich dadurch an dem ersten Widerstand nichts. Er bleibt nach wie vor gleich R. Aber die EMK ist nun $-S \cdot R' \cdot U_g$. Statt auf gleichbleibendes S beziehen wir nun unsere Betrachtungen auf gleichbleibendes $R' \cdot S$. Streuungen in der Steilheit lassen sich durch Ändern von R' ausgleichen, so daß die Röhre immer gleich weit ausgesteuert werden kann.

Allein durch Ändern der im Querzweig der Kette liegenden drei Kapazitäten vermag man die Frequenz in weiten Grenzen zu ändern (z. B. von 50 bis 10 000 Hz). Dabei ist es zweckmäßig, die drei Kapazitäten jeweils in gleichem Maße zu verändern, also z. B. alle zugleich zu verdoppeln. Für tiefe Frequenzen muß der Kondensator C_k hinreichend groß gemacht werden (C_k ungefähr gleich $10 \cdot C$).

Trenneigenschaften und Bemessung der Zweipol-Gleichrichterschaltung

Von Dr. O. Tüxen, Berlin

Es wird der Einfluß der Werte des Ladekondensators (c) und des Ableitwiderstandes (r) der Zweipol-Gleichrichterschaltung auf die Unterdrückung frequenzbenachbarter Störsender untersucht. In einem weiteren Beitrag folgt die Behandlung der eigentlichen Bemessungsfragen.

Überblick

Für die Fähigkeit der Zweipol-Gleichrichterschaltung (Bild 1), die Wiedergabe

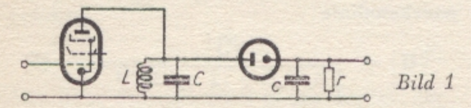


Bild 1

frequenzbenachbarter Störsender zu unterdrücken, sind maßgebend

1. die Rückwirkung der Zweipolröhre mit dem *rc*-Glied auf den Schwingkreis *LC* und
2. die nichtlinearen Verzerrungen, die bei der Gleichrichtung der Hochfrequenzspannung des gewünschten Senders bei gleichzeitiger Einwirkung eines frequenzbenachbarten Störsenders möglich sind, und die das bei idealer linearer Gleichrichtung auftretende „Wegdrükken" des Störsenders durch den Nutzsender [1] behindern können.

Rückwirkung auf den Schwingkreis

Art und Ausmaß der Rückwirkung der Röhre mit dem *rc*-Glied auf den Eingangskreis folgen aus der Hochfrequenz-Ersatzschaltung [2] (Bilder 2 und 3):

Der Ableitwiderstand *r* entzieht dem Hochfrequenzkreis Wirkleistung. Er wirkt auf der Hochfrequenzseite wie ein dem Schwingkreis nebengeschalteter Wirkwiderstand

$$R_0' = \frac{r}{2}.$$

Der Ladekondensator *c* wirkt lediglich Änderungen des Hochfrequenzspannungs-Scheitelwertes, wie sie bei Modulation oder bei Überlagerung einer schwächeren Nachbarfrequenz-Spannung auftreten, entgegen. Er vergrößert die „Zeitkonstante" des Hochfrequenzkreises, ohne seine Abstimmung zu ändern.

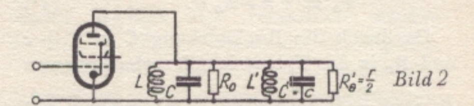


Bild 2

Man kann diese Rückwirkung des Ladekondensators auf die Hochfrequenzseite durch einen auf die Arbeitshochfrequenz abgestimmten Hochfrequenzkreis beschreiben, der neben dem Schwingkreis liegt und der die Kapazität $C' = c$, sowie die Induktivität L' aufweist (Bild 2). Beide Kreise lassen sich gemäß Bild 3 zu einem einzigen Kreis zusammenfassen.

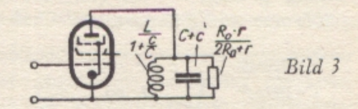


Bild 3

Durch die Verbindung des Eingangskreises mit der Zweipolröhre und dem *rc*-Glied geht die Nutzträgerspannung im Verhältnis des Widerstandswertes der Nebeneinanderschaltung von R_0 und $\frac{r}{2}$ zu dem Wert des Widerstandes R_0 zurück.

Rückwirkung und Trennschärfe

Die Trennschärfe (Verhältnis des Scheitelwertes der Nutzsenderspannung zum Scheitelwert einer am Gitter der Vorröhre noch gleich starken Störsenderspannung) wird (unter der Voraussetzung, daß beide Frequenzen gleichzeitig vorhanden sind) durch den Belastungswiderstand *r* verringert und durch die Ladekapazität *c* vergrößert [2]. Es kommt darauf an, welcher Einfluß überwiegt.

Die Trennschärfe des Kreises ohne Rückwirkung ist gegeben durch:

$$T_0 = \sqrt{(2\pi 2 R_0 Cs)^2 + 1}, \qquad (1)$$

wobei s der Frequenzabstand des Störträgers vom Nutzträger und damit von der Abstimmfrequenz des Kreises ist (s beträgt z. B. 9000 Hz).

Für $s \gg 1/4\pi R_0 C$, d. h. wenn die Schwebungsfrequenz wesentlich größer ist als die Bandbreite des Kreises, gilt ungefähr:

$$T_0 \approx 4\pi s R_0 C. \qquad (1')$$

Da durch die Rückwirkung C in $C + c$ und R_0 in die Nebeneinanderschaltung von R_0 und $\frac{r}{2}$ (Bilder 2 und 3) übergehen, gilt für das Verhältnis der Trennschärfen mit und ohne Rückwirkung:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\sqrt{[2\pi s 2(C+c) R_0 r/2R_0 + r]^2 + 1}}{\sqrt{(2\pi 2 R_0 C_s)^2 + 1}} \approx$$

$$\approx \frac{1 + c/C}{1 + 2R_0/r}. \qquad (2)$$

Für kleines c und großes r ist die Rückwirkung gering, womit sich die Trennschärfe nur wenig ändert.

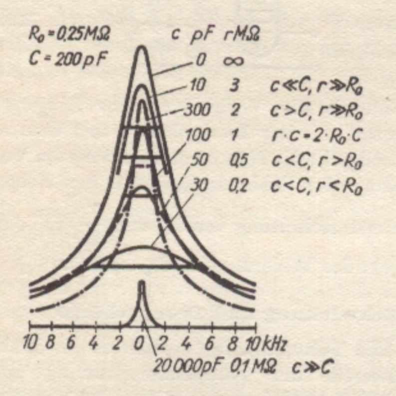


Bild 4

Für kleines c und kleines r ist die Zeitkonstante $r \cdot c$ des Niederfrequenzkreises kleiner als die Zeitkonstante $2 R_0 C$ des Hochfrequenzkreises, womit die Trennschärfe vermindert wird.

Für großes c und großes r ($rc > 2R_0 C$) ist der Niederfrequenzkreis vorzugsweise kapazitiv, womit die Trennschärfe erhöht wird.

Für $r \cdot c = 2 \cdot R_0 \cdot C$ bleibt die Trennschärfe unverändert.

Rückwirkung und Resonanzkennlinien

Den Einfluß der Rückwirkung auf die Trennschärfe zeigt Bild 4 für einen Schwingkreis mit einer Kapazität C von 200 pF und einem Resonanzwiderstand R_0 von 0,25 MΩ (in den der nebengeschaltete Innenwiderstand der Vorröhre einbezogen ist) bei verschieden bemessenen rc-Gliedern. Die Kennlinien ergeben sich, wenn man in die bekannte Gleichung der Resonanzkennlinie

$$|\mathfrak{U}| = \frac{|\mathfrak{J}|}{\sqrt{1/R_0^2 + (2\pi f 2 C)^2}} \qquad (3)$$

R_0 und C entsprechend Bild 3 ersetzt, womit man erhält:

$$|\mathfrak{U}| = \frac{|\mathfrak{J}|}{\sqrt{[1/R_0 + 2/r]^2 + [2\pi f 2(C+c)]^2}}. \qquad (4)$$

Dabei bedeuten: $\mathfrak{U}$ die am Kreis herrschende Hochfrequenzspannung, $\mathfrak{J}$ den Hochfrequenzstrom, der gegeben ist als Steilheit × Gitterhochfrequenzspannung der Vorröhre, sowie f die Frequenzabweichung von der Resonanz.

Störverhältnis am Schwingkreis

Mit gegebenem, auf die Spannung am Gitter der Vorröhre bezogenen Störverhältnis

$$z = \frac{\text{Störträgerscheitelwert}}{\text{Nutzträgerscheitelwert}}$$

ist das Störverhältnis z' am Schwingkreis und damit an der Zweipol-Gleichrichterröhre durch die Trennschärfe des Kreises unter Berücksichtigung der Rückwirkung so gegeben:

$$z' = \frac{z}{T} = \frac{z}{\sqrt{[2\pi s 2(C+c) R_0 r/2R_0 + r]^2 + 1}} \approx$$

$$\approx \frac{z}{4\pi s} \cdot \frac{1/R_0 + 2/r}{C + c}. \qquad (5)$$

Niederfrequenz-Störverhältnis bei idealer, linearer Gleichrichtung

Am Schwingkreis des Gleichrichters möge das Verhältnis $\frac{\text{Nutzspannung}}{\text{Störspannung}}$ gleich z' sein. Die Umhüllende U der Gesamtspannung schwankt gemäß Bild 5 mit der Schwebungsfrequenz s (z. B. 9000 Hz). Das Ausmaß der Schwebung ändert sich mit der Modulation des (schwächeren) Störsenders. Wie eine hier nicht wiedergegebene Rechnung zeigt, beträgt am Ausgang des Empfangsgleichrichters das „Niederfrequenz-Störverhältnis" (Nutzmodulation zur Störmodulation bei ursprünglich gleichem Modulationsgrad beider Sender) ungefähr:

$$a = \frac{1}{2} z'^2 . \qquad (6)$$

Mit dem Störverhältnis z am Gitter der Vorröhre folgt aus (5) und (6):

$$a = \frac{z^2}{2\,T^2} = \frac{z^2}{2[4\pi s\,(C+c)\,R_0 r/2\,R_0 + r]^2 + 2} \approx$$

$$\approx \frac{z^2}{32\,\pi^2 s^2} \cdot \left(\frac{1/R_0 + 2/r}{C + c}\right)^2 . \qquad (7)$$

Durch diese Beziehung wird die Trennfähigkeit der gesamten Schaltung nach Bild 1 für ideale Gleichrichtung beschrieben.

Die nichtlinearen Verzerrungen

Die Trennfähigkeit der Zweipol-Gleichrichterschaltung ist jedoch häufig geringer, als es sich aus Gleichung (7) ergibt. Der Störsender kann stärker durchschlagen, wenn die Spannung am Belastungswiderstand r nicht mehr genau dem Verlauf der Umhüllenden der Hochfrequenzspannung folgt.

Es kann bei abnehmendem Scheitelwert der Hochfrequenzspannung vorkommen, daß sich der Ladekondensator c über den Belastungswiderstand r nicht rasch genug entlädt. Die Ausgangsgleichspannung folgt dann in den Tälern der Hochfrequenz-Gesamtspannung nicht der Umhüllenden, sondern etwa den gestrichelten Linien in Bild 5. Der nach Ausfiltern der Schwebungsfrequenz erhaltene Mittelwert M' ist hierbei größer als der bei völlig linearer Gleichrichtung auftretende Mittelwert M und enthält somit die störende

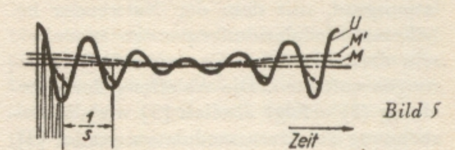


Bild 5

Modulation in höherem Maße. Der Störsender schlägt also wesentlich stärker durch, als sich aus Gleichung (7) ergibt.

Die Gefahr, daß sich der Ladekondensator c bei abnehmendem Hochfrequenzscheitelwert über den Belastungswiderstand r nicht rasch genug entlädt und die Niederfrequenzspannung dem Verlauf der Hochfrequenzspannung nicht mehr folgt, wächst mit $r \cdot c$. Große Werte von r und c bedeuten also zwar bezüglich der Rückwirkung eine große Trennschärfe des Hochfrequenzkreises, jedoch stärkere nichtlineare Verzerrungen, die die gesamte Trennfähigkeit wieder vermindern [2].

Einsatz der nichtlinearen Verzerrungen

Die nichtlinearen Verzerrungen setzen bei einer gegebenen Schaltung erst ein, wenn sich der Scheitelwert der resultierenden Hochfrequenzschwingung hinreichend stark ändert. Das ist der Fall bei Überschreiten eines durch die Schaltung bestimmten Grenzwertes des Störverhältnisses z'. Liegt das wirkliche Störverhältnis unter diesem Grenzwert, ist also der Störsender verhältnismäßig schwach, so treten keine nichtlinearen Verzerrungen auf. Der Einfluß der rc-Gliedes auf die Trennfähigkeit beschränkt sich dann auf die Rückwirkung. Bei stärkerer Störspannung müssen jedoch auch die Verzerrungen in Rechnung gestellt werden.

Der Grenzwert Z des Störverhältnisses, bei dem die Verzerrungen einsetzen, ist, bezogen auf das Störverhältnis z am Gitter der Vorröhre, angenähert gegeben durch

$$Z = \frac{1 + C/c}{1 + r/2\,R_0} . \qquad (8)$$

Z kann größer als 1 (und zwar dann, wenn $r \cdot c < 2 R_0 \cdot C$) wie auch kleiner als 1 (für $r \cdot c > 2 R_0 \cdot C$) sein. Im letzteren Fall bedeutet Z gleichzeitig den größten Modulationsgrad, mit dem der Nutzsender bei höheren Modulationsfrequenzen moduliert sein darf, ohne daß Demodulationsverzerrungen auftreten. Die Ableitung der Gleichung (8) erfolgt ähnlich [3] wie die Berechnung des Grenzmodulationsgrades [4].

Wie groß die Trennfähigkeit bei vorhandenen Verzerrungen tatsächlich ist, läßt sich rechnerisch kaum genau fassen. Da sie auf jeden Fall merklich abnimmt [5], sollte man die Verzerrungen möglichst vermeiden, um so mehr, als der dabei auftretende Verlust an Trennschärfe nicht mit einem entsprechenden Gewinn an Niederfrequenz-Bandbreite, also nicht mit einer besseren Wiedergabe im Bereich der hohen Tonfrequenzen verbunden ist.

In den bisherigen Rechnungen wurde folgendes vernachlässigt: Das Ersatzschaltbild 2 gilt nur unter der Voraussetzung, daß der Ersatzkreis L', C' stets auf die wirklich vorhandene augenblickliche Hochfrequenz abgestimmt ist. Bei einem überlagerten Störsender gilt dies für den Nutzträger jedoch nicht genau: Der Nutzträger ist nämlich durch den Störträger frequenzmoduliert. Die resultierende Frequenz schwankt nichtsinusförmig um den Nutzträger und zwar vorwiegend in Richtung auf den Störsender hin. Dies bedeutet:

1. Die Schwächung der Störträgerspannung am Eingangskreis ist etwas geringer, als das aus Gleichung (5) folgt.
2. Es kommt schon am Eingangskreis stets zu einer Kreuzmodulation, d. h. zu nichtlinearen Verzerrungen.

Hierdurch wird das Niederfrequenz-Störverhältnis gegenüber Gleichung (7) stets etwas vergrößert. Diese zusätzlichen Verzerrungen, die rechnerisch schwer zu erfassen sind, können vernachlässigt werden, sofern das Hochfrequenz-Störverhältnis am Schwingkreis – und zwar schon ohne Rückwirkung – sowie der Ladekondensator c verhältnismäßig klein bleiben.

Zur Frage der Rückwirkung sei noch auf folgendes hingewiesen: wenn man die Resonanzkennlinie des Eingangskreises lediglich mit einer einzigen, allmählich veränderten Meßfrequenz Punkt für Punkt aufnimmt, wird man nur eine Rückwirkung des Ableitwiderstandes r feststellen, keine Rückwirkung des Ladekondensators c. Dem entspricht, daß der Ersatzkreis $L'C'$ stets auf die jeweilige Arbeitsfrequenz abgestimmt ist. Für die wirkliche Trennschärfe kommt es aber nicht auf die so gemessene („statische") Resonanzkennlinie an, sondern darauf, wie sich die gesamte Schaltung gegenüber Änderungen des Hochfrequenzspannungsscheitelwertes verhält, wie sie bei Modulation oder bei Überlagerung einer schwächeren Nachbarfrequenzspannung auftreten. Für diese Änderungen wirkt c, wie im Vorstehenden geschildert, auf den Eingangskreis zurück, und sind die („dynamischen") Resonanzkennlinien gemäß Bild 4 maßgebend. An diesen Kennlinien lassen sich also sowohl die Beschneidung der Seitenbänder des gewünschten Senders als auch die Schwächung des störenden schwächeren Nachbarsenders am Eingangskreis unmittelbar ablesen. Für das Niederfrequenz-Störverhältnis müssen dann noch, wie dargestellt, das „Wegdrücken" des Störsenders bei idealer linearer Gleichrichtung und die nichtlinearen Verzerrungen in Rechnung gestellt werden.

Schrifttum

1. H. Pitsch, Trenneigenschaften des Empfangsgleichrichters, Auslese der Funktechnik IV (1942), S. 33.
2. O. Tüxen, Die Trennschärfe des Empfangsgleichrichters, Zeitschrift f. techn. Physik 22 (1941), S. 1.
3. O. Tüxen, Zweipolgleichrichtung und Trennschärfe, FTM (1942), S. 48.
4. L. Brück, Rechnerische Behandlung der Empfangsgleichrichtung mit Zweipolröhre, Auslese der Funktechnik II (1940), S. 21 und 27.
5. E. V. Appleton u. D. W. Fry, Wireless signals, their mutual influence in simultaneous detection, The Electrician 109 (1932), S. 83.

Zahlenbeispiel zur überschläglichen Berechnung eines Ausgangsübertragers

Von F. Bergtold

In nachstehenden Zeilen wird, aufbauend auf den Beiträgen von Dipl.-Ing. Severin, ein Berechnungsbeispiel gebracht.

Gegebene Werte

Gegeben sind außer den in Bild 1 eingetragenen Werten noch: Für die untere Grenzfrequenz 80 Hz und für die obere Grenzfrequenz 8000 Hz.

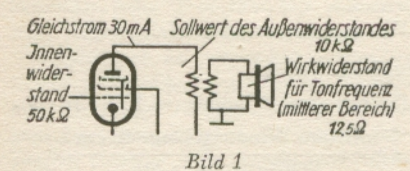


Bild 1

Berechnung der Werte der Ersatzschaltung

Die Querinduktivität L folgt daraus, daß bei der unteren Grenzfrequenz der induktive Widerstand der Querinduktivität denselben Wert haben soll wie der Widerstand der Nebeneinanderschaltung aus dem Innenwiderstand der Röhre und dem günstigsten Außenwiderstand. Es gilt somit:

untere Grenzfrequenz 80 Hz (ω = rd. 500).

Innenwiderstand 50 000 Ω

günstigster Außenwiderstand 10 000 Ω, also

Widerstand der Nebeneinanderschaltung

$$\frac{50 \cdot 10}{50 + 10} = 8{,}3\ \text{k}\Omega$$

$$\text{Querinduktivität}\ \frac{8\,300}{500} = 16{,}6\ \text{H}.$$

Die Streuinduktivität L_s erhalten wir als höchstzulässigen Wert daraus, daß der in Bruchteilen ausgedrückte Streufaktor σ gegeben ist einerseits durch den Ausdruck:

$$\frac{\text{Reihenwiderstand}}{\text{Parallelwiderstand}} \cdot \frac{\text{untere Grenzfrequenz}}{\text{obere Grenzfrequenz}}$$

und anderseits durch das Verhältnis der Streuinduktivität zur Querinduktivität. Reihen- und Parallelwiderstand verstehen sich zu dem Innen- und Außenwiderstand. Der Reihenwiderstand beträgt $50 + 10 = 60$ kΩ, der Parallelwiderstand $\frac{50 \cdot 10}{50 + 10} = 8{,}3$ kΩ. Also gilt mit einer Querinduktivität von 16,6 H

$$\text{Streuinduktivität} = 16{,}6 \cdot \frac{60}{8{,}3} \cdot \frac{80}{8000} = 1{,}2\ \text{H}.$$

Die Übersetzung $ü$ und damit das Windungszahlenverhältnis folgt aus dem Verhältnis des günstigsten Außenwiderstandes (10 000 Ω) zum mittleren Wechselstromwiderstand des Lautsprechers (12,5 Ω).

$$\text{Übersetzung} = \sqrt{\frac{10\,000}{12{,}5}} = \sqrt{800} = 28{,}4.$$

Auswahl des Eisenkernes und Berechnung der Windungszahl der Eingangswicklung

Wir wählen die Eisensorte, zu der das Bild 5 von Auslese 1942, S. 51, gehört und setzen dafür $\mu = 800$ an. Außerdem wählen wir den Eisenkern von Bild 2 mit $q_e = 2{,}5 \cdot 2{,}5 = 6{,}25\ \text{cm}^2$ und $l_e = 2 \cdot 4{,}5 + 2 \cdot 1{,}25 + 3{,}14 \cdot 1{,}25$ = rund 15,5 cm. Damit erhalten wir als Induktivität für

$$\text{nur eine Windung} = \mu_0 \cdot \mu \cdot \frac{q_e}{l_e} = 1{,}25 \cdot 10^{-8} \cdot 800 \cdot \frac{6{,}25}{15{,}5} = \text{rund}\ 400 \cdot 10^{-8}\ \text{H}$$

oder $4 \cdot 10^{-6}$ H.

Wir müssen nun die Vormagnetisierung berücksichtigen. Zu diesem Zweck schätzen wir die Windungszahl mit 3000. Das gibt bei 40 mA Gleichstrom und 15,5 cm Eisenweglänge als Vormagnetisierung $7700\ \frac{\text{mAw}}{\text{cm}}$ oder $7{,}7\ \frac{\text{Aw}}{\text{cm}}$. Dazu empfiehlt

es sich – gemäß Bild 7, Auslese 1942, S. 52 – einen Luftspalt vorzusehen und zwar etwa mit etwa $\frac{1}{300}$ der Eisenweglänge. Das gibt hier $\frac{155}{300}$ = rund 0,5 mm. Dazu erhalten wir für das vormagnetisierte Eisen etwa 28% der relativen Permeabilität des nicht vormagnetisierten Eisens, womit die Induktivität für nur eine Windung von $4 \cdot 10^{-6}$ H auf $0{,}27 \cdot 4 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{H} = 1{,}08 \cdot 10^{-6}$ H zurückgeht.

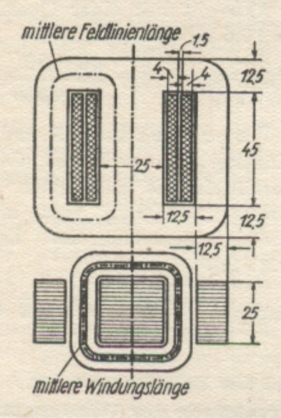


Bild 2

Da die Gesamtinduktivität gegeben ist als Produkt aus der Induktivität für nur eine Windung und dem Quadrat der Windungszahl, ergibt sich:

$$\text{Windungszahl} = \sqrt{\frac{\text{Gesamtinduktivität}}{\text{Induktivität für nur eine Windung}}} = \sqrt{\frac{16{,}6 \cdot 10^{6}}{1{,}08}} = \text{rund 3900 Windungen.}$$

Dazu gehören statt 7,7 $\frac{\text{Aw}}{\text{cm}}$ allerdings $7{,}7 \cdot \frac{3900}{3000} = 10\ \frac{\text{Aw}}{\text{cm}}$. Doch erhalten wir mit dem gewählten Luftspalt immer noch 27% statt 28% der Permeabilität ohne Vormagnetisierung, weshalb sich eine nochmalige Rechnung erübrigt.

Berechnung der Windungszahl der Ausgangswicklung

Das Übersetzungsverhältnis ist bei der hier verwirklichten geringen Streuung gleich dem Windungszahlenverhältnis. Somit bekommen wir mit 3900 Windungen der Eingangswicklung und mit einer Übersetzung von 28,4:

$$\text{Windungszahl der Ausgangswicklung} = \frac{3900}{28{,}4} = \text{rund } 140.$$

Berechnung der Streuinduktivität

Wir rechnen mit der Beziehung:

$$\text{Streuinduktivität für nur eine Windung} = 1{,}25 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{\text{mittlere Windungslänge in cm}}{\text{Fensterlänge in cm}} \cdot \left(\text{Wicklungszwischenraum in cm} + \frac{\text{gesamte Wicklungsdicke in cm}}{3}\right),$$

also mit folgenden Werten, die wir dem Bild 2 entnehmen:

Mittlere Windungslänge $= 4 \cdot 2{,}5 + 3{,}14 \cdot 1{,}25 = 14$ cm

Fensterlänge $= 4{,}5$ cm

Wicklungszwischenraum $= 0{,}15$ cm

Gesamte Wicklungsdicke $= 0{,}4 + 0{,}4 = 0{,}8$ cm

Streuinduktivität für nur eine Windung

$$= 1{,}25 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{14}{4{,}5} \cdot \left(0{,}15 + \frac{0{,}8}{3}\right) = 1{,}64 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{H}.$$

Die gesamte Streuinduktivität beträgt

$$1{,}64 \cdot 10^{-8} \cdot 3900^{2} = 0{,}25\ \mathrm{H}.$$

Das ist sogar wesentlich weniger als notwendig wäre. Wir könnten daher einen kleineren Eisenkern verwenden. Hiermit ergäbe sich für die verlangte Querinduktivität eine höhere Windungszahl, woraus eine ebenfalls größere Streuinduktivität folgen würde.

Die praktische Bemessung des Empfangsgleichrichters

Von Dr. O. Tüxen, Berlin

Aus dem Beitrag Auslese 1942, S. 33, folgt, daß es eine in jeder Beziehung günstigste Bemessung des Empfangsgleichrichters nicht gibt. Man muß zunächst immer einen Ausgleich vornehmen zwischen den Forderungen nach großer Lautstärke, nach verzerrungsfreier Wiedergabe, nach ausreichend guter Wiedergabe im Bereich der hohen Tonfrequenzen und nach hoher Trennfähigkeit. Auch wenn es nur auf möglichst hohe Trennfähigkeit ankommt, muß man bedenken, daß u. U. eine hohe Trennfähigkeit bei schwachen Störsendern (durch trennschärfevergrößernde Rückwirkung bei großer Ladekapazität c) mit einer geringen Trennfähigkeit bei starken Störsendern (infolge dabei einsetzender nichtlinearer Verzerrungen) verbunden sein kann.

Niederfrequenz-Störverhältnis und nichtlineare Verzerrungen

Die Zusammenhänge werden besonders deutlich durch Bild 1, in dem für einen bestimmten Schwingkreis ($R_o = 0{,}25$ MΩ, $C = 200$ pF) und verschiedene Bemessungen des *rc*-Gliedes auf Grund von Gleichung (5) das Niederfrequenz-Störverhältnis $\left(\frac{\text{Störspannung}}{\text{Nutzspannung}}\right)$ in Abhängigkeit von dem am Gitter der Vorröhre herrschenden Hochfrequenz-Störverhältnis $\left(\frac{\text{Störträger}}{\text{Nutzträger}}\right)$ aufgetragen ist. Die gestrichelten Kurventeile gelten für die Bereiche der nichtlinearen Verzerrungen, die das Niederfrequenz-Störverhältnis vergrößern.

Bemessung mit Rücksicht auf die Lautstärke

Da die Lautstärke für $r \gg 2\,R_o$ am größten wird, gab man früher beim Audion dem Gitterableitwiderstand (der dem Belastungswiderstand *r* bei der Zweipolröhre entspricht) einen Wert von 2 bis 3 MΩ. Damit traten jedoch schon bei ziemlich schwachen Störsendern nichtlineare Verzerrungen auf (vgl. Bild 1, Kennlinie 5). Die Trennschärfe stieg erst beim Anziehen der Rückkopplung, wodurch der Resonanzwiderstand R_o und damit auch Z vergrößert wurden. Dies zeigte sich besonders in Verbindung mit einem verhältnismäßig großen Ladekondensator von 300 pF.

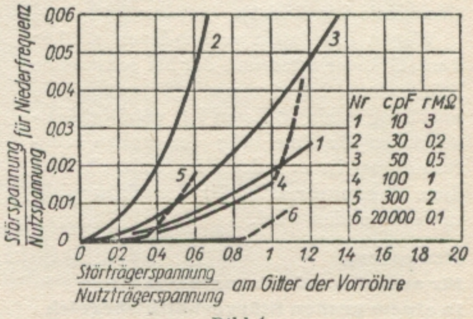


Bild 1

Heute macht man auch beim Audion den Gitterableitwiderstand nicht größer als 0,5–1 MΩ und den Ladekondensator nicht größer als 100 pF. Durch einen geringen Lautstärkeverlust wird so eine im ganzen bessere Trennfähigkeit erkauft. Man könnte nichtlineare Verzerrungen auch bei noch größerem Ableitwiderstand weitgehend vermeiden, wenn man den Ladekondensator noch wesentlich kleiner machen dürfte, z. B. = 10 pF. Doch muß die Kapazität des Ladekondensators immer groß gegen die Eigenkapazität der Zweipolröhre (einige pF) bzw. groß gegenüber der dynamischen Gitter-Kathodenkapazität des Audions (mehrere Zehner von pF) ausfallen. Die Wirkung einer derart kleinen Ladekapazität kann man nur durch Anzapfen der Schwingkreisspule (Bild 2) erreichen, wobei jedoch die Lautstärke entsprechend der Anzapfung sinkt.

Bemessungen für größte Trennschärfe bei schwachen Störsendern

Man kann die Rückwirkung zu einer erheblichen Erhöhung der Trennschärfe

des Kreises und damit der Trennfähigkeit der ganzen Schaltung ausnutzen, wenn man c sehr groß gegenüber C macht (z. B. mehrere 100 oder sogar 1000 pF). Allerdings gilt dies nur bis zum Einsatzpunkt der nichtlinearen Verzerrungen. Damit dieser möglichst hoch liegt, also Z ungefähr 1 wird (größer als 1 kann Z in diesem Falle nicht werden), muß man den Belastungswiderstand r kleiner als den Resonanzwiderstand R_0 machen, also z. B. 0,1 MΩ (Kennlinie 6 in Bild 1).

Wegen des damit verbundenen starken Lautstärkeverlustes und der bei schwachen Störsendern, bei denen die Trennschärfeerhöhung allein wirksam ist, unnötig weitgehenden Beschneidung der hohen Tonfrequenzen ist es jedoch fraglich, ob man diese Bemessung z. B. für Rundfunk praktisch anwenden wird.

Bemessung für ausreichende Trennfähigkeit in einem großen Störverhältnisbereich

Man kann den Einsatzpunkt der nichtlinearen Verzerrungen bis zu sehr hohen Störverhältnissen hinauflegen, wenn man r und c klein macht. Doch wird damit die Trennschärfe des Kreises infolge der Rückwirkung stark verringert. Für eine hohe Trennfähigkeit in einem großen Störverhältnisbereich erscheint es am günstigsten, die natürliche Trennschärfe des Kreises bis zu größeren Störverhältnissen ungefähr beizubehalten. Dies ist der Fall, wenn man zwar c möglichst klein macht, r jedoch von mittlerer Größe, und zwar so, daß der Einsatzpunkt der Verzerrungen genügend hoch liegt (also Z genügend groß, z. B. Z = 2 oder 3). Unter Berücksichtigung der oben erwähnten unteren Grenze für c kommt man dann für Zweipolröhrengleichrichter zu Werten von c = 30–50 pF und von r = 0,5 MΩ (vgl. Kennlinie 3 in Bild 1).

Neben r liegt meist noch – in Reihe mit einem Kondensator und einem Siebwiderstand – der Lautstärkeregelwiderstand W (vgl. Bild 2). Dadurch wird der Einsatzpunkt der Verzerrungen an sich herabgesetzt. Deshalb macht man zum Ausgleich r oft sogar noch etwas kleiner und nimmt die damit verknüpfte Einbuße an Lautstärke und an Trennschärfe in Kauf.

Anzapfung der Schwingkreisspule

Der Einfluß auf den Kreis ist besonders gering, wenn man die Gleichrichterschaltung an eine Spulenanzapfung legt (Bild 2). Im Ersatzschaltbild (Bild 3) ist dabei c mit

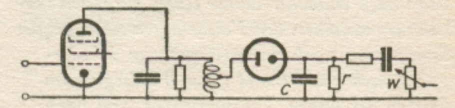


Bild 2

dem Betrag $\frac{c}{ü^2}$ ($ü$ = Übersetzungsverhältnis) und r statt mit $r/2$ mit $\frac{r \cdot ü^2}{2}$ wirksam. Daher kann r verhältnismäßig klein, z. B. = 0,1 MΩ, gewählt werden, ohne den Kreis wesentlich zu dämpfen. Es ergibt

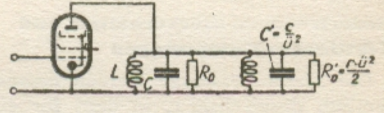
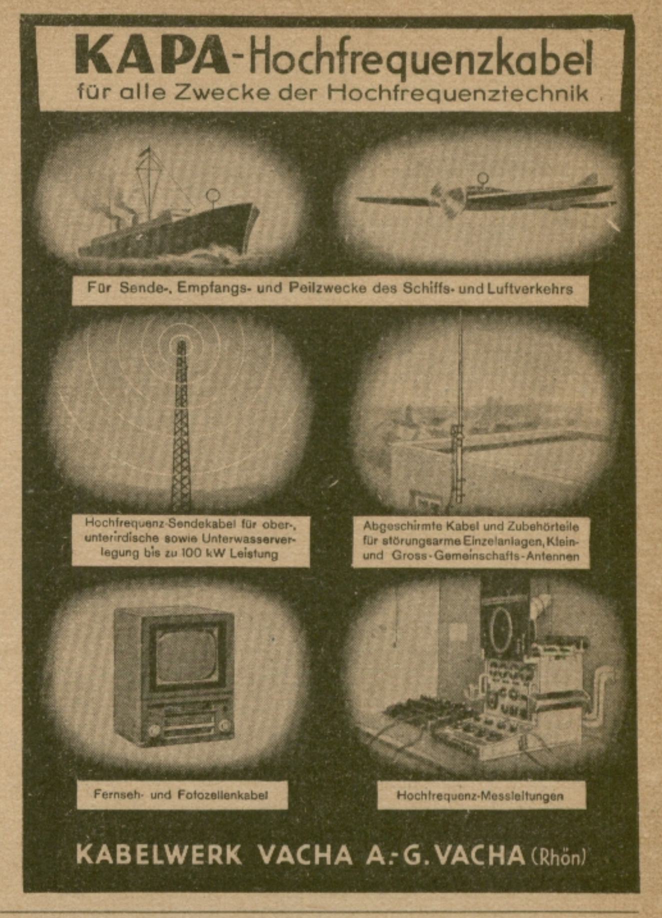


Bild 3

sich somit ein Niederfrequenz-Störverhältnis etwa gemäß Kennlinie 1 in Bild 1.

Natürlich fällt dabei die Lautstärke infolge der Untersetzung geringer aus. Geht man von einem bestimmten Wert von r aus, der genügend kleiner als W ist, z. B. von 0,1 MΩ, so erhält man die größte Lautstärke, wenn der untersetzte Widerstand $\frac{r \cdot ü^2}{2}$ gleich dem Resonanzwiderstand R_0 wird (Anpassung). Die Trennschärfe des Hochfrequenzkreises sinkt hierbei, wenn man den Einfluß des c vernachlässigen kann, durch die Zweipol-Gleichrichterschaltung rund auf die Hälfte, so daß sich ein niederfrequentes Störverhältnis etwa gemäß Kennlinie 3 in Bild 1 ergibt.

In der Praxis wählt man zweckmäßigerweise eine Bemessung, die zwischen den beiden zuletzt angegebenen liegt, also für R_0 = 0,25 MΩ die Werte r = 0,1 bis 0,2 MΩ und $ü$ = 3: 1.





Verantwortlich für den Inhalt: Prof. Dr.-Ing. F. Bergtold, VDE., München. Verantwortlich für die Anzeigen: Phil. Otto Röhm, Stuttgart-I. Z. Zt. gültige Pl. Nr. 6. Verlag Franckh'sche Verlagshandlung, Stuttgart-O. Printed in Germany.

Druck: Chr. Belser, Stuttgart